مجلهٔ علمی- پژوهشی
«مهندسی برق مدرس»
دوره یازدهم، شمارهٔ ۲، تابستان ۱۳۹۰

محاسبهٔ پارامترهای تجمعی[1] مدل تخلیهٔ الکتریکی گازها با استفاده از تابع توزیع انرژی الکترون[2] (EEDF)

مونا قاسمی[1*]، حسین محسنی[2]، کاوه نیایش[3]، امیرعباس شایگانی اکمل[4]

۱. دانشجوی دکترا، دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، پردیس دانشکده‌های فنی، دانشگاه تهران
۲. استاد، دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، پردیس دانشکده‌های فنی، دانشگاه تهران
۳. دانشیار، دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، پردیس دانشکده‌های فنی، دانشگاه تهران
٤. استادیار، دانشکده مهندسی برق و کامپیوتر، پردیس دانشکده‌های فنی، دانشگاه تهران

m.ghassemi@ece.ut.ac.ir

تاریخ دریافت: ۱۳۸۹ تاریخ پذیرش: ۱۳۹۱

چکیده

مدل‌های سیال به عنوان یکی از تکنیک‌های دقیق مدل‌سازی تخلیهٔ الکتریکی گازها نیازمند پارامترهای تجمعی است. در این مقاله، معادلات پیوستگی برای انتقال الکترون و انتقال انرژی برای محاسبهٔ پارامترهای مذکور با استفاده از توابع توزیع انرژی الکترون (EEDF) که با تقریب دوجمله‌ای از حل معادله‌های بولتزمن به‌دست آمده، توسعه داده شده است. نتایج محاسبه‌ها و شبیه‌سازی‌ها شامل ضرایب انتشار چگالی تعداد الکترون‌ها، چگالی انرژی الکترون‌ها، تحرک الکترون‌ها، تحرک انرژی الکترون‌ها، ضرایب تاونزند، ضرایب نرخ، مقدار توان صرف‌شده (شامل توان اتلافی در برخوردهای الاستیک و غیرالاستیک و توان مورد نیاز برای رشد چگالی تعداد الکترون‌ها) برای گازهای مختلف شامل آرگون، نیتروژن، اکسیژن، SF_6 و هوا ارائه شده است. ضمن آنکه نتایج محاسبه‌های دقیق با نتایج به‌دست آمده از برخی تقریب‌ها نظیر فرض EEDF به‌صورت ماکسولی مقایسه و درستی این تقریب‌ها ارزیابی شده است.

کلیدواژگان: **پارامترهای تجمعی، تخلیهٔ الکتریکی در گازها، معادلات پیوستگی برای انتقال الکترون و انتقال انرژی.**

1 .Swarm Parameters.
2. Electron Energy Distribution Function.

[Downloaded from mjee.modares.ac.ir on 2024-12-29]

۱. مقدمه

شبیه‌سازی و مدل‌سازی پدیده‌ها و اتفاقات قبل از شکست الکتریکی در گازها یکی از مباحث چالش‌برانگیز در تجهیزات فشار قوی الکتریکی برای شناخت پارامترهای تعیین‌کننده در توسعهٔ تخلیهٔ الکتریکی و یافتن راه‌کارهای مؤثر برای کاهش آثار آن‌ها در طی سالیان متمادی بوده است[۲]. در این رابطه لازم است که کلاس خاصی از پلاسماهای موسوم به پلاسمای درجهٔ حرارت پایین مدل‌سازی شود[۲].

مدل سیال [۳-۵] روشی دقیق و پذیرفته‌شده برای مدل‌سازی این نوع پلاسماهاست. در معادلات ریاضی این مدل، ضرایبی موسوم به پارامترهای تجمعی وجود دارد که عبارت‌اند از: سرعت رانش، انرژی متوسط، انرژی مشخصه، ضرایب یونیزاسیون، الحاق، انفصال و ترکیب مجدد [۸-۱،٦].

برای به‌دست آوردن این پارامترها سه روش، مطرح شده است که عبارت‌اند از: الف) اندازه‌گیری، ب) روش توزیع بولتزمن-ماکسول و ج) روش مونت کارلو [٦].

در این رابطه، استفاده از روش توزیع بولتزمن-ماکسول، که این مقاله بر اساس آن است، مستلزم حل معادلهٔ شش‌بعدی بولتزمن- ماکسول، که البته بیشتر به معادلهٔ بولتزمن موسوم است، در فضای موقعیت مکانی- سرعت الکترون‌هاست. حل مستقیم و کامل معادلهٔ بولتزمن تاکنون محقق نشده است و در عوض تقریب‌های ساده‌کننده (بسط چندجمله‌ای‌های لژاندر و تقریب دو جملهٔ اول آن [۹]) برای حل آن مطرح شده است.

در این مقاله با داشتن تابع توزیع انرژی الکترون (EEDF)، که روش محاسبهٔ آن در مقالهٔ دیگر نویسندگان ارائه و هم‌زمان با این مقاله ارسال شده است، دو معادلهٔ ریاضی برای پیوستگی انتقال الکترون و پیوستگی انتقال انرژی استخراج شده است که با حل آن‌ها و داشتن EEDF، روابط ریاضی برای محاسبهٔ پارامترهای تجمعی نظیر تحرک، ضریب انتشار الکترون و ضریب انتشار انرژی استخراج شده است. در این رابطه، نتایج شبیه‌سازی‌ها در انواع گازها نظیر آرگون، نیتروژن، اکسیژن، SF_6 و هوا مطرح و نقد و بررسی شده است. ضمن آنکه نتایج محاسبات دقیق مذکور (معادلات [۱۲]، [۱۳]، [۱۷] و [۱۸]) با نتایج به‌دست آمده از برخی تقریب‌های معمول (نظیر فرض توزیع ماکسولی برای EEDF) (معادلات [۲۰] و [۲۱]) مقایسه و دقت این‌گونه تقریب‌ها ارزیابی شده است.

۲. معادلهٔ بولتزمن

حل معادلهٔ بولتزمن به فرم (۱)، تابع توزیع تجمعی از الکترون‌ها f را در یک فرآیند تخلیه در گاز نتیجه خواهد داد.

$$\frac{\partial f}{\partial t}+v.\nabla f-\frac{e}{m}E.\nabla_v f=C[f] \qquad (۱)$$

که در آن v بردار سرعت الکترون، E میدان الکتریکی، e بار الکتریکی پایه برابر با C ۱/٦۰۲×۱۰$^{-۱۹}$، m جرم الکترون برابر با kg ۹/۱۰۹×۱۰$^{-۳۱}$، ∇_v اپراتور گرادیان سرعت و C نرخ تغییر f به خاطر برخوردهاست. در [10] مروری بر پیشرفت‌های اخیر در مطالعهٔ معادلهٔ بولتزمن در ارتباط با معادلات سیال برای مدل‌سازی انتقال ذرهٔ باردار در پلاسماها مطرح شده است.

برای حل معادلهٔ بولتزمن، فرضیه‌های ساده‌کننده‌ای مطرح شده است نظیر آنکه میدان الکتریکی و احتمالات برخورد به لحاظ مکانی لااقل در رنج طول میانگین مسیر آزاد برخورد یکنواخت است که در این صورت f در فضای سرعت در اطراف جهت میدان الکتریکی متقارن خواهد شد و f تنها در طول جهت میدان تغییر خواهد

[Downloaded from mjee.modares.ac.ir on 2024-12-29]

کرد. در این صورت در مختصات کروی و در فضای سرعت خواهیم داشت [۹]:

$$\frac{\partial f}{\partial t}+v\cos\theta\frac{\partial f}{\partial z}-\frac{e}{m}E\left(\cos\theta\frac{\partial f}{\partial v}+\frac{\sin^2\theta}{v}\frac{\partial f}{\partial\cos\theta}\right)=C[f] \quad (۲)$$

که در آن v دامنهٔ سرعت و θ زاویهٔ بین سرعت و جهت میدان و z راستای موقعیت مکانی است. در (۲)، f تابعی از چهار متغیر v، $\cos\theta$، z و t است.

۲-۱. تقریب دوجمله‌ای

یک روش متداول برای حل معادلهٔ (۲) بسط f در عباراتی از چندجمله‌ای‌های لژاندر (موسوم به بسط هارمونیکی کروی) است. معمولاً یک تقریب دوجمله‌ای از این چندجمله‌ای‌ها به‌صورت (۳) دقت لازم را خواهد داشت [۱۳-۱۱].

$$f(v,\cos\theta,z,t)=f_0(v,z,t)+f_1(v,z,t)\cos\theta \quad (۳)$$

با جاگذاری معادلهٔ (۳) در (۲) و ساده‌سازی و سپس ضرب آن به ترتیب در دو جملهٔ اول لژاندر و انتگرال-گیری روی $\cos\theta$ از 0 تا π خواهیم داشت:

$$\frac{\partial f_0}{\partial t}+\frac{\gamma}{3}\varepsilon^{1/2}\frac{\partial f_1}{\partial z}-\frac{\gamma}{3}\varepsilon^{-1/2}\frac{\partial}{\partial\varepsilon}\left(\varepsilon E f_1\right)=C_0 \quad (٤)$$

$$\frac{\partial f_1}{\partial t}+\gamma\varepsilon^{1/2}\frac{\partial f_0}{\partial z}-E\gamma\varepsilon^{1/2}\frac{\partial f_0}{\partial\varepsilon}=\left(-\frac{3}{2}\right)\int_0^{\pi}C[f]\cos\theta d(\cos\theta)=-N\sigma_m\gamma\varepsilon^{1/2}f_1 \quad (٥)$$

که در آن $\gamma=(2e/m)^{1/2}$ یک ثابت، $\varepsilon=(v/\gamma)^2$ انرژی الکترون برحسب الکترون ولت، σ_m سطح مقطع کل انتقالی اندازهٔ حرکت و N چگالی مولکول‌های گاز است. معادله‌های (٤) و (٥)، معادلات اساسی است که در ادامه، استفاده خواهد شد.

۳. محاسبهٔ پارامترهای تجمعی با استفاده از EEDF

برای مدل‌سازی دقیق تخلیهٔ گاز، از مدل‌های سیال استفاده می‌شود؛ اما به هرحال این مدل‌ها، ضرایب و پارامترهایی (پارامترهایی تجمعی) دارند که یکی از راه‌های محاسبهٔ آن‌ها از طریق حل معادلهٔ بولتزمن و تابع توزیع انرژی الکترون (EEDF) است. در مقالهٔ دیگری از نویسندگان نحوهٔ محاسبهٔ EEDF تشریح و برای گازهای مختلف شبیه‌سازی شده است. در این قسمت روی نحوهٔ محاسبهٔ پارامترهای تجمعی با استفاده از EEDF متمرکز شده و روابط ریاضی مربوطه ارائه خواهد شد. نتایج خروجی معادلات رانش- انتشار الکترون و انرژی، استخراج روابطی برای محاسبهٔ پارامترهای تجمعی است. پارامترهای تجمعی در معادلات پیوستگی برای چگالی الکترون‌ها و یون‌ها در مدل سیال (Fluid Model) تخلیه در گاز مورد استفاده قرار می‌گیرند.

۳-۱. معادلهٔ رانش-انتشار[3] الکترون

با توجه به وابستگی f_0 و f_1 به v و تعریف ε، دو تابع مذکور وابسته به انرژی خواهند بود. در ادامه با استفاده از تکنیک جداسازی [۱۵-۱۲] دو تابع مذکور به صورت حاصل‌ضرب دو تابع وابسته به انرژی و وابسته به مکان و زمان نوشته می‌شود:

$$f_{0,1}(\varepsilon,z,t)=\frac{1}{2\pi\gamma^3}F_{0,1}(\varepsilon)n(z,t) \quad (٦)$$

که در آن n چگالی تعداد الکترون‌ها و $F_{0,1}$ توزیع انرژی بوده که نسبت به زمان و مکان ثابت است و با توجه به رابطهٔ (۷) نرمالیزه می‌شود.

$$\int_0^{\infty}\varepsilon^{1/2}F_0 d\varepsilon=1 \quad (۷)$$

3. Drift-Diffusion Equation.

[Downloaded from mjee.modares.ac.ir on 2024-12-29]

با ضرب معادلهٔ (٤) در $\varepsilon^{1/2}$ و انتگرال‌گیری روی تمام انرژی‌ها و استفاده از روابط (٦) و (٧) خواهیم داشت:

$$\frac{\partial n}{\partial t}+\frac{\partial \Gamma}{\partial z}=S \tag{٨}$$

که در آن S عبارت مربوط به منبع خالص الکترون است که برابر خواهد شد با:

$$S=2\pi\gamma^3\int_0^\infty \varepsilon^{1/2}\,C_0\,d\varepsilon+\frac{\gamma}{3}nE\int_0^\infty \frac{\partial}{\partial\varepsilon}\left(\varepsilon\,F_1\right)d\varepsilon \tag{٩}$$

شار الکترون Γ برابر است با:

$$\Gamma=n\omega=n\frac{\gamma}{3}\int_0^\infty \varepsilon\,F_1\,d\varepsilon \tag{١٠}$$

با استفاده از روابط (٦)، (٧) و (١٠) در (٥)، معادلهٔ شناخته‌شده رانش- انتشار نتیجه می‌شود:

$$\Gamma=-\mu E n-\frac{\partial\left(Dn\right)}{\partial z} \tag{١١}$$

که در آن تحرک[4] و ضریب انتشار برابر خواهند شد با:

$$\mu N=-\frac{\gamma}{3}\int_0^\infty \frac{\varepsilon}{\tilde{\sigma}_m}\frac{\partial F_0}{\partial\varepsilon}d\varepsilon \tag{١٢}$$

$$DN=\frac{\gamma}{3}\int_0^\infty \frac{\varepsilon}{\tilde{\sigma}_m}F_0\,d\varepsilon \tag{١٣}$$

۳-۲. معادلهٔ رانش-انتشار[5] انرژی

با ضرب معادلهٔ (٤) در $\varepsilon^{3/2}$ و انتگرال‌گیری روی تمام انرژی‌ها خواهیم داشت:

$$\frac{\partial n_\varepsilon}{\partial t}+\frac{\partial \Gamma_\varepsilon}{\partial z}+ET=S_\varepsilon \tag{١٤}$$

که در آن چگالی انرژی و شار انرژی به ترتیب برابر خواهد شد با:

$$n_\varepsilon=n\int_0^\infty \varepsilon^{3/2}\,F_0 d\varepsilon\equiv n\bar{\varepsilon} \tag{١٥}$$

$$\Gamma_\varepsilon=n\frac{\gamma}{3}\int_0^\infty \varepsilon^2\,F_1 d\varepsilon \tag{١٦}$$

که در آن $\bar{\varepsilon}$ انرژی متوسط الکترون بر حسب الکترون ولت است. S_ε انتقال انرژی کل به خاطر برخوردهاست. با ترکیب روابط (١٥) و (١٦) با (٥) معادله به شکل رانش- انتشار را برای انرژی خواهیم داشت:

$$\Gamma_\varepsilon=-\mu_\varepsilon E n_\varepsilon-\frac{\partial\left(D_\varepsilon n_\varepsilon\right)}{\partial z} \tag{١٧}$$

که در آن تحرک انرژی و ضریب انتشار انرژی برابر خواهد شد با:

$$\mu_\varepsilon N=-\frac{\gamma}{3\bar{\varepsilon}}\int_0^\infty \frac{\varepsilon^2}{\tilde{\sigma}_m}\frac{\partial F_0}{\partial\varepsilon}d\varepsilon \tag{١٨}$$

$$D_\varepsilon N=\frac{\gamma}{3\bar{\varepsilon}}\int_0^\infty \frac{\varepsilon^2}{\tilde{\sigma}_m}F_0 d\varepsilon \tag{١٩}$$

در صورتی‌که EEDF به‌صورت تابع ماکسولی در نظر گرفته شود، آنگاه 9]]:

$$D=\frac{2}{3}\mu\bar{\varepsilon} \tag{٢٠}$$

که به رابطهٔ انیشتن موسوم است. همچنین در صورتی‌که تابع توزیع انرژی به شکل ماکسولی باشد، با تقریب (و نه دقیق نظیر رابطهٔ [٢٠]) خواهیم داشت [٩]:

$$\mu_\varepsilon=\frac{5}{3}\mu\ ,\quad D_\varepsilon=\frac{5}{3}D \tag{٢١}$$

۴. نتایج شبیه‌سازی‌ها

در این قسمت، نتایج شبیه‌سازی‌ها و محاسبات پارامترهای تجمعی (ضرایب انتقال و نرخ) برای گازهای مختلف شامل آرگون، نیتروژن، اکسیژن، SF6 و هوا با استفاده از نرم‌افزار BOLSIG+ [8] ارائه و نقد شده است. اطلاعات

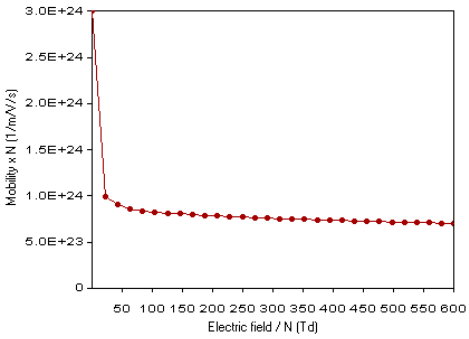
4. Mobility.
5. Drift-Diffusion Equation.

[Downloaded from mjee.modares.ac.ir on 2024-12-29]

مربوط به سطح مقطع نسبت به انرژی الکترون در گازهای مختلف از مرجع [۱۶] گرفته شده است.

۴-۱. گاز آرگون Ar

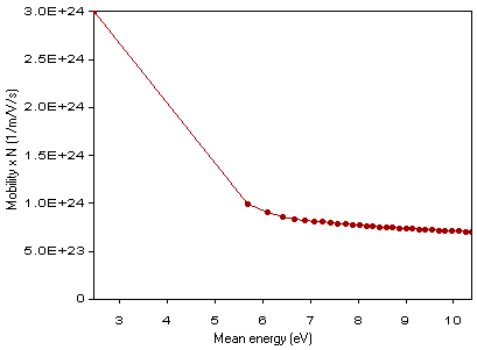
گاز آرگون سومین عنصر در آخرین ستون جدول تناوبی (ستون ۱۸)، جزء گازهای نجیب، که به لحاظ شیمیایی پایدارند، بوده که عدد اتمی آن ۱۸ و جرم میانگین آن ۳۹/۹۴۸ amu است. شکل‌های (۱) و (۲) منحنی μN را به ترتیب بر حسب شدت میدان الکتریکی کاهش‌یافته (E/N) در رنج ۱ تا ۶۰۰ Td و انرژی متوسط ($\bar{\varepsilon}$) را با توجه به رابطهٔ (۱۲) نشان می‌دهند (۱ تاونزند (Td) برابر 1×10^{-21} Vm^2). نحوهٔ محاسبهٔ F_0 و F_1 در مقالهٔ دیگری توسط نویسندگان مطرح شده است. با توجه به شکل‌های (۱) و (۲)، با افزایش شدت میدان الکتریکی کاهش یافته و یا انرژی متوسط، μN کاسته می‌شود؛ اما این کاهش به سرعت به حالت تقریباً ثابت میل می‌کند.



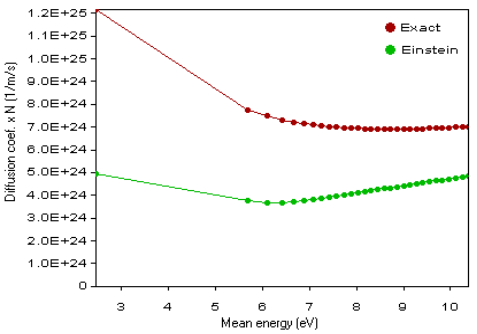
شکل (۱). منحنی μN برحسب شدت میدان الکتریکی کاهش‌یافته (E/N) برای Ar

شکل‌های (۳)، (٦) و (۷) به ترتیب منحنی‌های DN (از رابطهٔ [۱۳])، $\mu_\varepsilon N$ (از رابطهٔ [۱۸]) و $D_\varepsilon N$ (از رابطهٔ [۱۹]) را بر حسب انرژی متوسط نشان می‌دهند.

در شکل (۳) علاوه بر محاسبهٔ دقیق DN از رابطهٔ (۱۳) از رابطهٔ انیشتن (۲۰) نیز برای محاسبهٔ D استفاده شده است؛ اما همان‌طور که قبلاً نیز توضیح داده شد، این رابطه، زمانی دقیق خواهد بود که توزیع انرژی به‌صورت ماکسولی در نظر گرفته شود؛ اما به هرحال در حالت کلی، تابع توزیع انرژی به‌صورت ماکسولی نخواهد بود و استفاده از رابطهٔ (۲۰) با فاکتور تقریباً ۲ خطا خواهد داشت. برای صحت‌سنجی شبیه‌سازی‌ها، نتایج نظیر شکل (۳) از مرجع [۹] در شکل (٤) آورده شده است. با مقایسهٔ شکل‌های (۳) و (٤) مشاهده می‌شود که نتایج به‌دست آمده مشابه است؛ لذا شبیه‌سازی‌های صورت‌گرفته از دقت لازم برخوردارند.



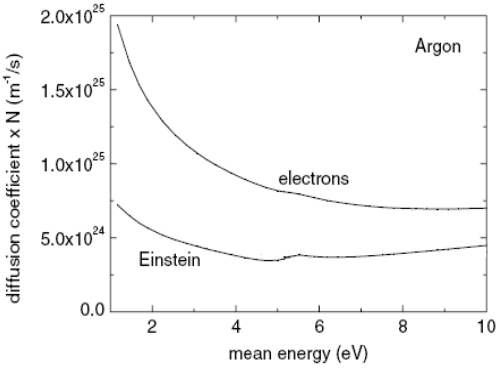
شکل (۲). منحنی μN برحسب انرژی متوسط ($\bar{\varepsilon}$) برای Ar



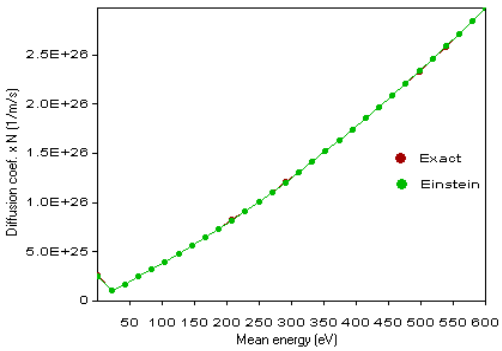
شکل (۳). منحنی DN برحسب انرژی متوسط در گاز Ar

[Downloaded from mjee.modares.ac.ir on 2024-12-29]

شکل (۵) نتایج محاسبات را برای شرایط نظیر شکل (۳) ولی با فرض تابع توزیع ماکسولی نشان می‌دهد که با توجه به توضیح داده‌شده در شکل فوق در این حالت نتایج محاسبات از دو روش یکسان است.

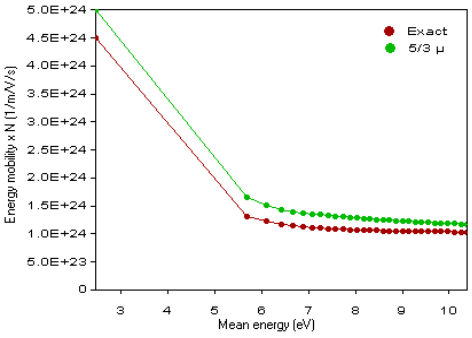


شکل (۴). منحنی DN برحسب انرژی متوسط در گاز Ar از مرجع [۹]

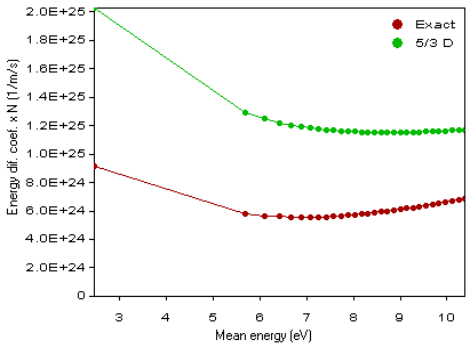


شکل (۵). منحنی DN برحسب انرژی متوسط در گاز Ar با فرض تابع توزیع به‌صورت فرم ماکسولی

در شکل‌های (٦) و (۷) علاوه بر ارائهٔ نتایج محاسبات دقیق، مقدار تقریبی با توجه به رابطهٔ (۲۱) نیز ارائه شده است. در اینجا نیز اگر تابع توزیع انرژی به‌صورت ماکسولی در نظر گرفته‌شود، اختلاف دو روش تقریبی از حل دقیق کاهش خواهد یافت؛ اما به هرحال در عمل توابع توزیع انرژی غیرماکسولی است و لذا استفاده از روابط تقریبی (۲۱) خطا را به دنبال خواهد داشت.



شکل (۶). منحنی $\mu_\varepsilon N$ برحسب انرژی متوسط در گاز Ar



شکل (۷). منحنی $D_\varepsilon N$ برحسب انرژی متوسط در گاز Ar

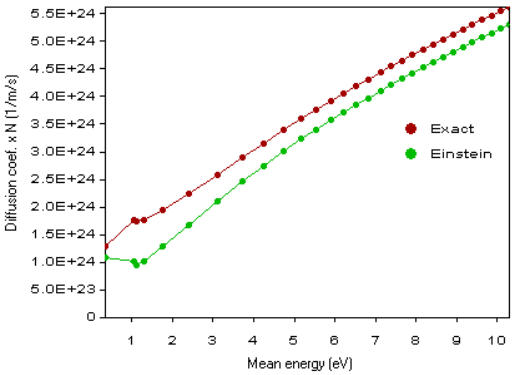
با توجه به شکل‌های (٦) و (۷) با افزایش انرژی متوسط، $\mu_\varepsilon N$ و $D_\varepsilon N$ کاهش می‌یابد؛ اما به سرعت به مقادیر ثابت میل می‌کند؛ به نحوی که برای انرژی‌های متوسط با مقادیر متوسط و بزرگ، مقادیر $\mu_\varepsilon N$ و $D_\varepsilon N$ تقریباً ثابت است.

۴-۲. گاز نیتروژن N_2

تمام منحنی‌های ارائه‌شده برای Ar را می‌توان برای نیتروژن نیز به‌دست آورد؛ لذا برای جلوگیری از تکراری-بودن، منحنی‌های دیگری برای این گاز و گازهای بعدی

[Downloaded from mjee.modares.ac.ir on 2024-12-29]

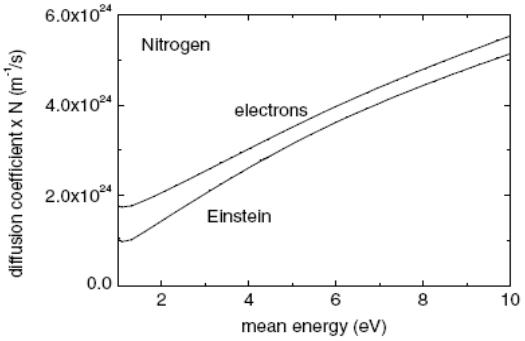
محاسبه و پیشنهاد شده است. شکل (۸) منحنی انرژی متوسط را بر حسب شدت میدان الکتریکی کاهش‌یافته برای این گاز نشان می‌دهد.



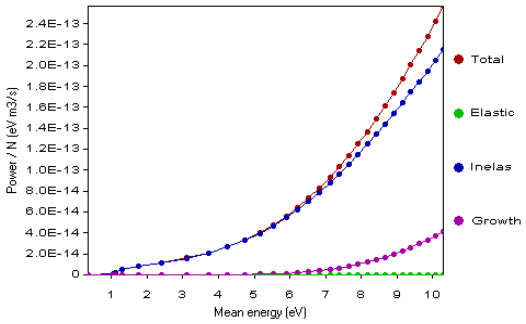
شکل (۸). منحنی DN برحسب انرژی متوسط در گاز N_2

برای اعتبارسنجی شبیه‌سازی‌های صورت‌گرفته در مورد گاز نیتروژن، مجدداً نتایج نظیر شکل (۸) از مرجع [۹] در شکل (۹) آورده شده است که مقایسهٔ آن‌ها بیانگر دقت و صحت شبیه‌سازی‌های صورت‌گرفته است.

شکل (۱۰) توان مصرفی به چگالی مولکول‌ها بر حسب انرژی متوسط را برای گاز نیتروژن نشان می‌دهد. این توان، شامل اتلاف توان به خاطر برخوردهای الاستیک، برخوردهای غیرالاستیک و توان صرف‌شده برای رشد چگالی تعداد الکترون‌هاست که هر کدام به تفکیک در شکل نشان داده شده است. با توجه به شکل (۱۰) مشاهده می‌شود که عمدهٔ اتلاف توان به خاطر برخوردهای غیرالاستیک است (که با افزایش انرژی متوسط به فرم نمایی افزایش می‌یابد) و در مقابل سهم برخوردهای الاستیک در اتلاف توان قابل صرف‌نظر کردن است. با افزایش انرژی متوسط اگرچه سهم اتلاف توان برای رشد چگالی تعداد الکترون‌ها افزایش می‌یابد، مقدار آن در مقایسه با اتلاف توان ناشی از برخوردهای غیرالاستیک حدود ۱۰ برابر کمتر است.



شکل (۹). منحنی DN برحسب انرژی متوسط در گاز N_2 از مرجع [۹]

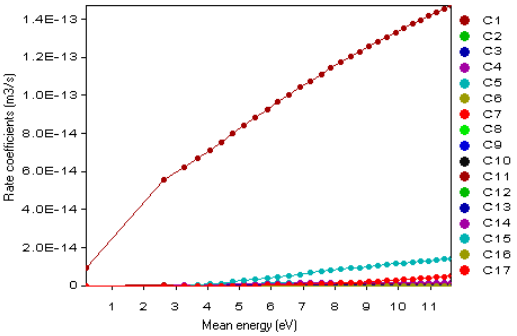


شکل (۱۰). توان مصرفی به چگالی مولکول‌ها بر حسب انرژی متوسط برای گاز نیتروژن N_2

۴-۳. گاز اکسیژن O_2

شکل (۱۱) منحنی ضرایب نرخ را برای اکسیژن بر حسب انرژی متوسط نشان می‌دهد. اکسیژن، یک حالت الاستیک، یک حالت یونیزاسیون، ۲ حالت اتصال و ۱۳ حالت تحریک دارد. منحنی‌ها برای ۱۷ حالت [۱۶] مذکور ارائه شده است.

[Downloaded from mjee.modares.ac.ir on 2024-12-29]



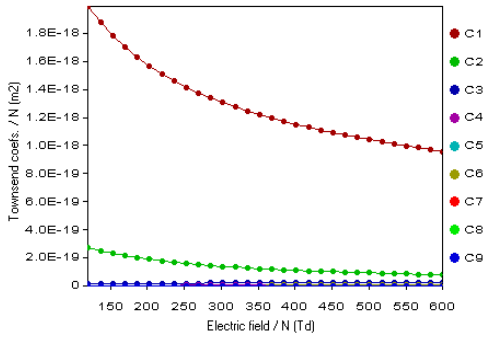
شکل (۱۱). منحنی ضرایب نرخ بر حسب انرژی متوسط برای ۱۷ حالت برخورد برای $C1:O_2$ (الاستیک)، C2-C14 (انواع تحریک‌ها) و C15 (یونیزاسیون)، C16-C17 (انواع الحاق)

با توجه به شکل (۱۱) مشاهده می‌شود که مقدار ضرایب نرخ برای برخورد الاستیک (C1) به‌طور قابل ملاحظه‌ای بیشتر از مقدار آن برای سایر انواع برخوردها در انرژی‌های متوسط مختلف است و با افزایش انرژی متوسط مقدار آن تقریباً به‌طور خطی افزایش می‌یابد.

۴-۴. گاز SF_6

شکل (۱۲) منحنی‌های ضرایب تاونزند را بر حسب شدت میدان الکتریکی کاهش‌یافته در ۹ حالت برخورد (شامل یک حالت ممنتوم، ۳ حالت اتصال و ٤ حالت تحریک) گاز SF_6 [۱۷] را نشان می‌دهد.

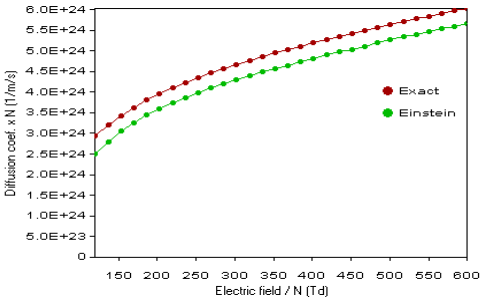
با توجه به شکل (۱۲) مشاهده می‌شود که ضرایب تاونزند برای برخورد الاستیک (C1) به‌طور قابل ملاحظه‌ای بزرگتر از مقادیر آن برای سایر انواع برخوردهاست.



شکل (۱۲). منحنی ضرایب تاونزند بر حسب شدت میدان الکتریکی کاهش‌یافته در ۹ حالت برخورد برای $C1:SF_6$ (الاستیک)، **C2-C5** (انواع تحریک‌ها)، **C6** (یونیزاسیون) و **C7-C9** (انواع الحاق)

۴-۵. هوا

شکل (۱۳) منحنی DN برحسب شدت میدان الکتریکی کاهش‌یافته در هوا شامل ۷۸٪ نیتروژن، ۲۱٪ اکسیژن و ۱٪ دی‌اکسیدکربن (CO_2) نشان می‌دهد. با افزایش شدت میدان الکتریکی کاهش‌یافته، مقدار DN تقریباً به‌صورت خطی افزایش می‌یابد. در کنار محاسبهٔ دقیق DN مقدار آن با استفاده از رابطهٔ انیشتن، که با فرض توزیع ماکسولی EEDF به‌دست آمده، نیز در شکل (۱۳) آورده شده است که با مقایسهٔ آن‌ها می‌توان گفت که این رابطهٔ تقریبی دقت مطلوبی ندارد.



شکل (۱۳). منحنی DN برحسب شدت میدان الکتریکی کاهش‌یافته در هوا

[Downloaded from mjee.modares.ac.ir on 2024-12-29]

۴. نتیجه‌گیری

در این مقاله، با استفاده از روش حل معادلهٔ بولتزمن و محاسبهٔ توابع توزیع انرژی الکترون (EEDF)، معادلات ریاضی برای محاسبهٔ پارامترهای تجمعی الکترون و انرژی (از طریق تشکیل معادلات رانش- انتشار الکترون و انرژی) که مدل سیال تخلیه مورد استفاده قرار می‌گیرند، مطرح شده است. نتایج محاسبه‌ها (شامل ضرایب انتشار الکترون و انرژی، تحرک الکترون و انرژی، ضرایب تاونزند، ضرایب نرخ، توان صرف‌شده (شامل مؤلفه‌های مختلف توان تلف‌شده در برخوردهای الاستیک، برخوردهای غیرالاستیک و توان لازم برای رشد چگالی تعداد الکترون‌ها و غیره) برای گازهای مختلف، شامل آرگون، نیتروژن، اکسیژن، SF_6 و هوا مطرح شده است. برخی نتایج مهم این مطالعه عبارت‌اند از:

- استفاده از روابط تقریبی (روابط [۲۰] و [۲۱]) که بر اساس فرض توزیع ماکسولی برای EEDF به‌دست آمده است، دقت مطلوبی ندارد.
- عمدهٔ اتلاف انرژی در تخلیهٔ الکتریکی، مربوط به برخوردهای غیرالاستیک است و سهم انرژی مورد نیاز برای رشد چگالی الکترون‌ها و اتلاف انرژی به خاطر برخوردهای الاستیک در مقابل آن ناچیز است.
- با افزایش انرژی متوسط، اتلاف انرژی کل به‌صورت نمایی افزایش می‌یابد.
- مقدار ضرایب نرخ و تاونزند در برخورد الاستیک بسیار بزرگ‌تر از مقادیر آن‌ها برای سایر انواع برخوردهاست.

۵. منابع

[1] J. Dijk, G. M. Kroesen, A. Bogaerts, "Plasma modelling and numerical simulation", *J. Phys. D: Appl. Phys.,* vol. 42, pp 1–14, 2009.

[2] G. G. Raju, *Dielectric in Electric Fields,* Marcel Dekker Inc., 2003.

[3] J. P. Boeuf, L. Pitchford, "Two-dimensional model of a capacitively coupled rf discharge and comparisons with experiments in the Gaseous Electronics Conference reference reactor", *Phys. Rev. E*, vol. 51, pp 1376-1390,1995.

[4] F. F. Young, C. H. Wu, "Two-dimensional, self-consistent, three-moment simulation of RF glow disvharge", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. 21, no. 3, pp 312-321,1993.

[5] E. Gogolides, H. Sawin, "Continum modeling of radio-frequency glow discharges. I. Theory and results for electropositive and electronegative gases", *J. Appl. Phys.,* vol. 72, no. 9, pp 3971-3987, 1992.

[6] G. G. Raju, *Gasesous Electronics: Theory and Practice,* CRC Press, Taylor & Francis Group, 2006.

[7] M. A. Lieberman, A. J. Lichtenberg, *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*, Second Edition, Wiley, 2003.

[8] Z. Lj. Petrovic, S. Dujko, D. Maric, G. Malovic, Z. Nikitovic, O. Sasic, J. Jovanovic, V. Stojanovic and M. Radmilovic-Radenovic, "Measurement and interpretation of swarm parameters and their application in plasma modeling", *J. Phys. D: Appl. Phys.,* vol. 42. 2009.

[9] G. J. M. Hagelaar, L. C. Pitchford, "Solving the Boltzmann equation to obtain electron transport coefficients and rate coefficient for fluid models", *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. 14, pp722–33, 2005.

[10] R. D. White, R. E. Robson, S. Dujko, P. Nicoletopoulos, B. Li, "Recent advances in the application of Boltzmann equation and fluid equation methods to charged particle transport in non-equilibrium plasmas", *J. Phys. D: Appl. Phys.* vol. 42, 2009.

[11] W. L. Morgan, B. M. Penetrante,

[Downloaded from mjee.modares.ac.ir on 2024-12-29]

"ELENDIF: A time-dependent Boltzmann solver for partially ionized plasmas", *Comput. Phys. Commun.*, vol. 58, no. 1-2, pp 127-52, Feb.-March1990.

[12] BOLSIG+ 2005 CPAT: *http://www.codiciel.fr/plateforme/plasma/bolsig/bolsig.php*

[13] T. Holstein, "Energy distribution of electrons in high frequency gas discharges ", *Phys. Rev.*, vol. 70, no. 5-6, pp 367-84, Sept. 1946.

[14] A. V. Phelps, L. C. Pitchford, "Anisotropic scattering of electron by N_2 and its effect on electron transport", *Phys. Rev.* A, vol. 31, no. 5, pp 2932-49, May 1985.

[15] H. Brunet, P. Vincent, "Predicted electron-transport coefficients at high E/N values. I. Hydrogen", *J. Appl. Phys.*, vol. 50, no.7, pp 4700-07, 1979.

[16] A. V. Phelps, *ftp://jila.colorado.edu/collision_data/.*

[17] A. V. Phelps, R. J. Van Brunt, "Electron-transport, ionization, attachment, and dissociation coefficient in SF_6 and its mixtures ", *J. Appl. Phys.*, vol. 64, pp 4269-4277, 1988.

[Downloaded from mjee.modares.ac.ir on 2024-12-29]